

Capítulo 9. Fotometría astronómica

Estos apuntes para el curso AS750
se encuentran en

[http://www.das.uchile.cl/~mhamuy
/courses/AS750/AS750.html](http://www.das.uchile.cl/~mhamuy/courses/AS750/AS750.html)

Lectura Obligatoria:

Lectura Sugerida: Gutiérrez &
Moreno (Capítulos III y VII)

Sección 1. Introducción

Idealmente uno quisiera conocer la distribución espectral de las fuentes astronómicas, pero la dispersión de la luz resulta cara en tiempo de telescopio. Para obviar este problema el observador selecciona un amplio rango espectral (**banda de paso**) para lo cual utiliza un **filtro** con lo cual obtiene un promedio del flujo en

dicho rango. Este tipo de medición se denomina **fotometría astronómica**, cuyo objetivo consiste en medir el flujo de las fuentes a través de bandas de paso estándares pre-establecidas.

Recordemos del Capítulo 2 que la **magnitud de banda ancha** se define como:

$$m_{\bar{\lambda}} = -2.5 \log \int_0^{\infty} n_{\lambda}^0 S_{\lambda} d\lambda + C_{\bar{\lambda}} = -2.5 \log \int_0^{\infty} \left[f_{\lambda}^0 \frac{\lambda}{hc} \right] S_{\lambda} d\lambda$$

en que:

- n_{λ}^0 es el flujo de fotones ($\# \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) fuera de la atmósfera terrestre
- f_{λ}^0 es el flujo de energía de la fuente ($\text{erg s}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) fuera de la atmósfera terrestre
- S_{λ} es la función de transmisión

que define la banda de paso estándar

- C_λ es una constante aditiva arbitraria para cada banda de paso

Como el observador ve un flujo modificado por los efectos de la **extinción atmosférica** y por su propia **respuesta instrumental**, su medición resulta en una **magnitud instrumental**:

$$m'_\lambda = -2.5 \log \int_0^\infty f_\lambda^0 \frac{\lambda}{hc} E_\lambda^X A S'_\lambda d\lambda$$

en que E_λ^X es la transparencia de la atmósfera (que es función de λ y de la masa de aire X), S'_λ es la banda de paso instrumental y A es el área colectora del telescopio.

El desafío del observador consiste

en remover los efectos instrumentales y de extinción y convertir sus magnitudes instrumentales (o naturales) en magnitudes en el sistema estándar (magnitudes estándares).

Sección 2. Extinción atmosférica

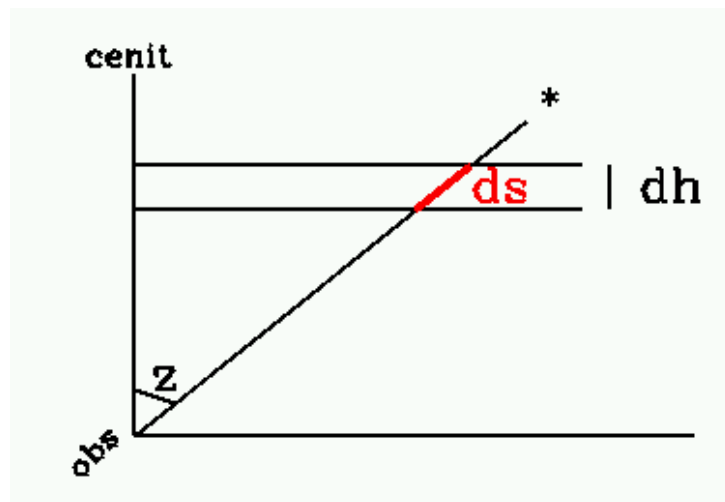
La luz de las fuentes astronómicas se atenúa al cruzar la atmósfera debido a absorción y scattering por lo cual se hace necesario corregir este efecto. Si f_{λ}^0 ($\text{erg s}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) es el flujo de una fuente fuera de la atmósfera el flujo recibido en la superficie de la Tierra (f_{λ}) es menor que f_{λ}^0 .

Para ver cómo se atenúa el flujo partamos por la ecuación de transferencia radiativa:

$$df_{\lambda} = -f_{\lambda} k_{\lambda} \rho(h) ds$$

en que k_{λ} ($\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$) es la opacidad de la atmósfera, ρ (g cm^{-3}) es la densidad de la atmósfera a una altura h sobre la superficie, y ds es el elemento de distancia entre la estrella y el observador.

Suponiendo una atmósfera de capas planas y un objeto celeste a una distancia cenital z :



se puede ver que :

$$ds = -\sec z \, dh$$

con lo cual:

$$\frac{df_\lambda}{f_\lambda} = k_\lambda \rho(h) \sec z \, dh$$

La solución es:

$$f_\lambda = f_\lambda^0 e^{-k_\lambda \sec z \int_0^H \rho(h) \, dh}$$

en que H es la altura total de la atmósfera medida desde el observatorio. Si defino μ_0 como la masa de aire por unidad de área en la vertical (g cm^{-2}) y μ como la masa de aire por unidad de área en la dirección de observación,

$$\mu_0 = \int_0^H \rho(h) \, dh \quad \mu = \mu_0 \sec z$$

y si defino la **masa de aire** X (sin

dimensiones) en la dirección de observación,

$$X = \frac{\mu}{\mu_0} = \sec z$$

la ecuación de transferencia queda:

$$f_\lambda = f_\lambda^0 e^{-k_\lambda \mu_0 X}$$

El flujo decae exponencialmente y el decaimiento crece con la masa de aire.

La masa de aire es 1 en la vertical ($z=0$), y 2 para $z=60^\circ$. La aproximación de capas planas es válida cerca del cenit. Tomando en cuenta la curvatura de la atmósfera la masa de aire es:

$$X = \sec z - 0.0018167(\sec z - 1) - 0.0028750(\sec z - 1)^2 \dots$$

Podemos definir la transparencia E_λ de la atmósfera en la vertical ($X=1$) :

$$\frac{f_\lambda(X=1)}{f_\lambda^0} = E_\lambda \quad (E_\lambda \leq 1)$$

con lo cual vemos que la transparencia depende de la opacidad

$$E_\lambda = e^{-k_\lambda \mu_0}$$

El flujo de la estrella para una masa de aire X es:

$$f_\lambda = f_\lambda^0 E_\lambda^X$$

Sección 3. Respuesta instrumental

La banda de paso instrumental, S'_λ es el resultado de la atenuación

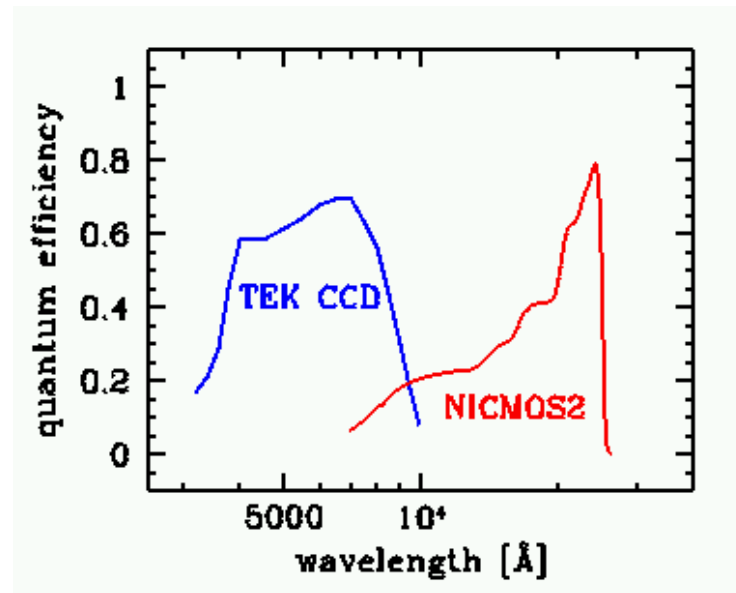
de fotones por todos los elementos ópticos del sistema de detección. Como mínimo se deben considerar la reflectividad del espejo(s) (M_λ), la transmisión del filtro(s) (F_λ) y la eficiencia cuántica del detector (Q_λ). Si consideramos un telescopio tipo Cassegrain habrá dos reflexiones, por lo que la banda de paso será:

$$S'_\lambda = M_\lambda^2 Q_\lambda F_\lambda \dots$$

En general habría que agregar a esta ecuación factores adicionales que den cuenta de todos los elementos ópticos a lo largo del camino óptico hacia el detector. Veamos algunos de estos elementos:

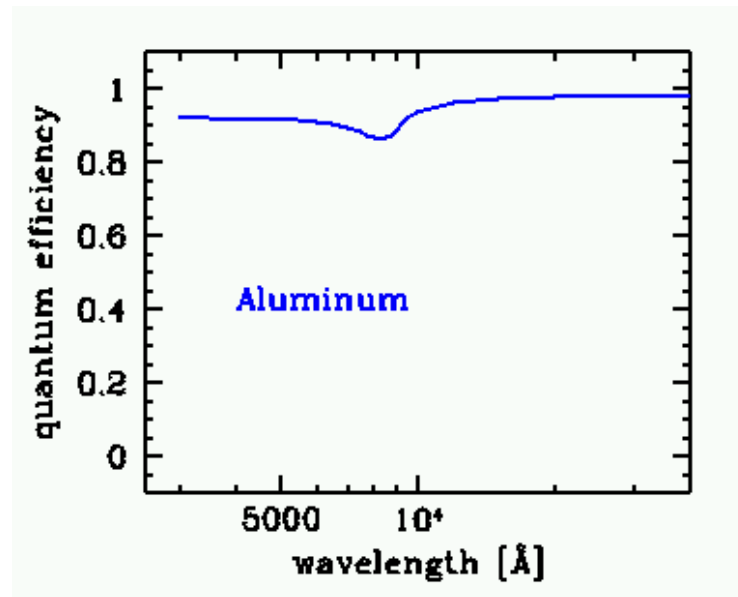
- Eficiencia cuántica del detector:

El primer detector astronómico fue el ojo humano. Desde fines del siglo XIX las placas fotográficas comenzaron a utilizarse en astronomía y produjeron una revolución porque permitían tener un registro permanente de las observaciones. Las emulsiones tenían eficiencias cuánticas bajas, entre 1% y 5%. Alrededor de 1940 se comenzaron a usar los tubos fotomultiplicadores con eficiencia de hasta 90% aunque con un solo canal. A comienzos de 1980 se comenzaron a usar los detectores bi-dimensionales en longitudes de onda ópticas (CCDs) y unos pocos años más tarde los primeros arreglos para la detección de luz en el IR.



◦ Reflectividad de espejos:

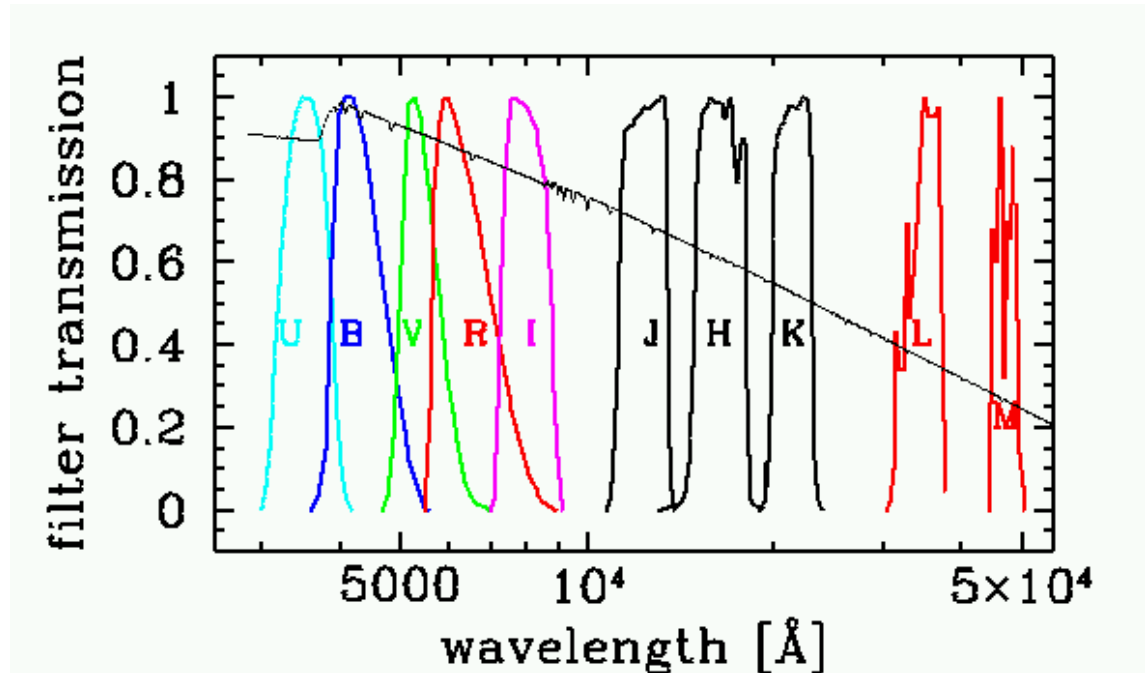
Habitualmente los espejos se recubren con delgadas capas de aluminio aunque hay nuevos materiales más reflectantes dependiendo de la longitud de onda de interés.



◦ Filtros:

Los filtros se fabrican con distintos materiales ópticos con el fin de aislar ciertas zonas espectrales de interés. Cuando el ancho de la banda a media altura es mayor que 300 Å se habla de fotometría de banda ancha, entre 100-300 Å es fotometría de banda intermedia, y para anchos menores a 100 Å se trata de fotometría de banda angosta.

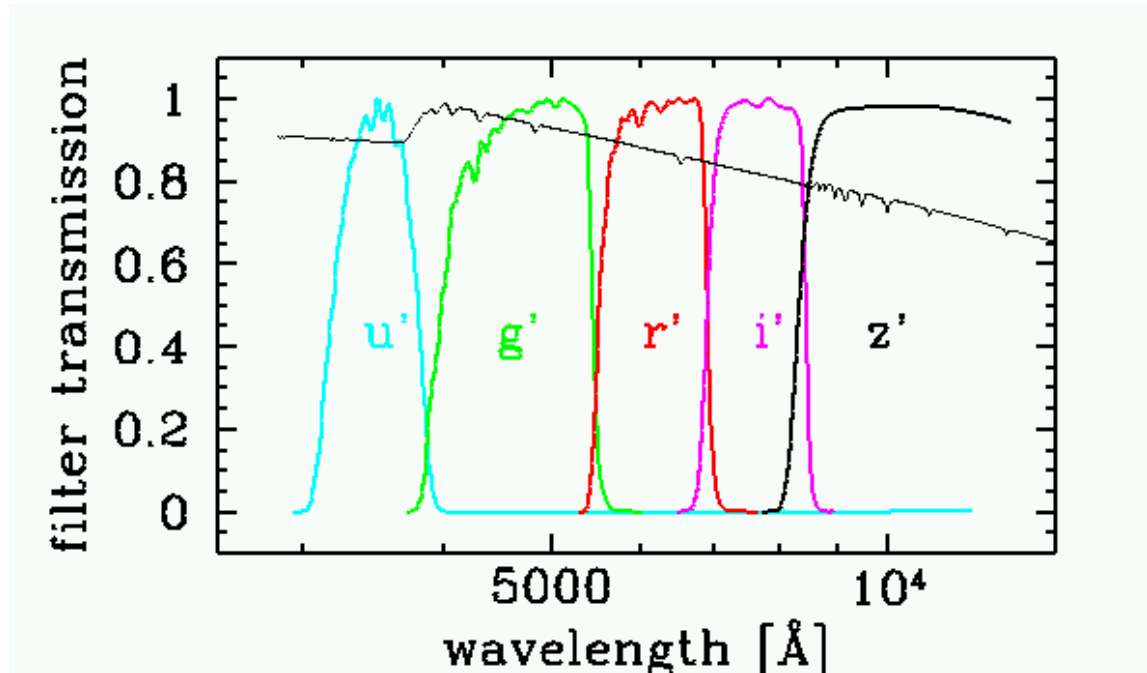
A continuación se muestra uno de los sistemas fotométricos más usados: el sistema de banda ancha UBVRIJHKLM establecido por Johnson entre 1953-1959.



Filtros del sistema de Johnson y el espectro de Vega

Acá se muestra el sistema de Sloan introducido en 1996 que está siendo muy empleado. Es un sistema de banda ancha hecho de filtros interferenciales los cuales permiten definir muy bien

los límites de cada banda (excepto el filtro z'), y una mejor reproducibilidad.



Filtros del sistema de Sloan y el espectro de Vega

Los filtros se caracterizan por la **longitud de onda equivalente** y/o **longitud de onda efectiva** :

$$\int_0^{\infty} S_{\lambda} \lambda d\lambda = \lambda_{eq} \int_0^{\infty} S_{\lambda} d\lambda$$

$$\int_0^\infty f_\lambda S_\lambda \lambda d\lambda = \lambda_{eff} \int_0^\infty f_\lambda S_\lambda d\lambda$$

Características de los filtros de Johnson y de Sloan:

FILTRO	λ_{eq}	FWHM (Å)
U	3652	524
B	4468	1008
V	5505	826
R	6581	1576
I	8059	1543
J	12400	2300
H	16500	3100
K	21600	3300
L	35000	4000
M	47500	4600
u'	3522	634
g'	4803	1409
r'	6254	1388
i'	7668	1535
z'	9114	1409

El sistema UBVRI está definido en Bessell 1990 (PASP, 102, 1181)

Los filtros JHK están definidos en Persson et al. 1998 (AJ, 116, 2475)

Los filtros L y M están
definidos en Bessell and Brett
1988 (PASP, 100, 1134)
El sistema de Sloan está
definido en Fukugita et al. 1996
(AJ, 111, 1748)

- Transmisión de otros elementos
ópticos en el camino óptico:
ventana del CCD, corrector de
campo, etc.

Los datos para producir estos
gráficos estan [ACA](#).

Sección 4. Corrección por extinción atmosférica

La magnitud instrumental que el
observador mide es:

$$m'_{\lambda} = -2.5 \log \int_0^{\infty} f_{\lambda}^0 \frac{\lambda}{hc} E_{\lambda}^X A S'_{\lambda} d\lambda$$

y lo que queremos obtener es la

magnitud fuera de la atmósfera
($E_{\lambda}=1$), i.e.,

$$m_{\lambda}^0 = -2.5 \log \int_0^{\infty} f_{\lambda}^0 \frac{\lambda}{hc} A S'_{\lambda} d\lambda$$

La magnitud instrumental se relaciona con la magnitud fuera de la atmósfera por:

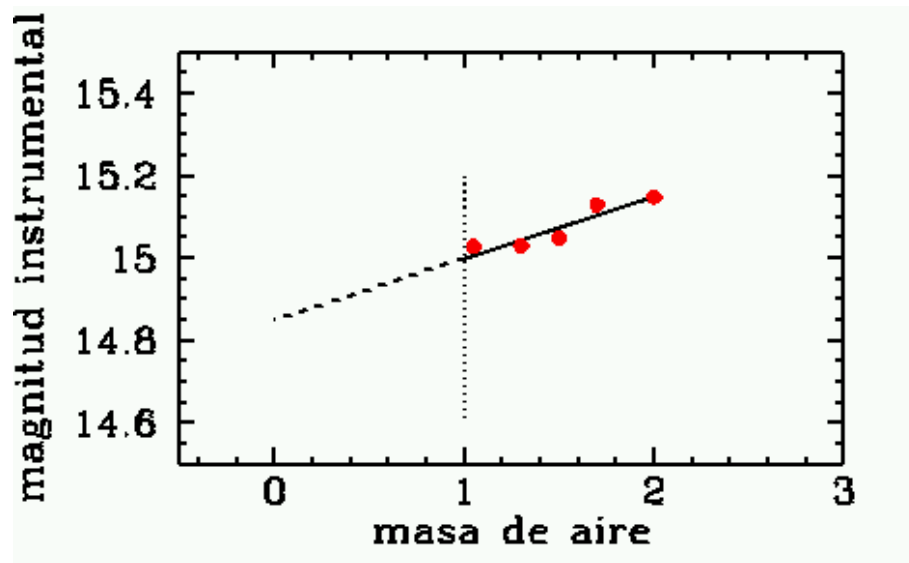
$$m'_{\lambda} = m_{\lambda}^0 + K_{\lambda} X$$

en que K_{λ} es el **coeficiente de extinción** [en unidades de magnitud \times (masa de aire) $^{-1}$] el cual corresponde a la transparencia media para la banda de paso:

$$K_{\lambda} = -2.5 \log E_{\lambda} = -2.5 \log \left[\frac{\int_0^{\infty} f_{\lambda}^0 E_{\lambda}^X \lambda S'_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} f_{\lambda}^0 \lambda S'_{\lambda} d\lambda} \right]^{1/X}$$

Al medir una misma estrella a distintas masas de aire

obtendremos la recta de Bouger:



Para determinar el coeficiente de extinción K_λ debemos restringir el rango a $X=1-2$ ya que a masas de aire mayores la aproximación lineal ya no es válida. Esta medición sólo se puede hacer cuando la extinción se mantiene estable en el tiempo y en distintas direcciones durante la noche, en cuyo caso se habla de "noche fotométrica". Para que se cumpla esta condición al menos la noche debe estar totalmente

despejada.

Coeficientes de extinción medidos en Las Campanas en el sistema de Johnson y Sloan:

FILTRO	K_{λ} [mag (masa de aire) ⁻¹]
U	0.57
B	0.29
V	0.13
R	0.10
I	0.08
J	0.11
H	0.05
K	0.08
u'	0.51
g'	0.20
r'	0.11
i'	0.06

Notar que la extinción disminuye fuertemente con la longitud de onda.

Sección 5. Transformación de magnitudes instrumentales al sistema estándar

Una vez determinada la extinción

podemos calcular magnitudes instrumentales fuera de la atmósfera. Bien, pero las magnitudes instrumentales varían de instrumento a instrumento. Para poder comparar magnitudes obtenidas con instrumentos diferentes se define un **sistema estándar** al cual deben convertirse las magnitudes instrumentales.

Si S_λ es la banda de paso del sistema estándar, la magnitud en el sistema estándar (o **magnitud estándar**) se define como:

$$m_{\bar{\lambda}} = -2.5 \log \int_0^\infty n_\lambda^0 S_\lambda d\lambda + C_{\bar{\lambda}} = -2.5 \log \int_0^\infty \left[f_\lambda^0 \frac{\lambda}{hc} \right] S_\lambda d\lambda$$

en que C_λ es el punto cero de la escala de magnitudes y difiere para cada banda de paso.

Notar que la banda de paso

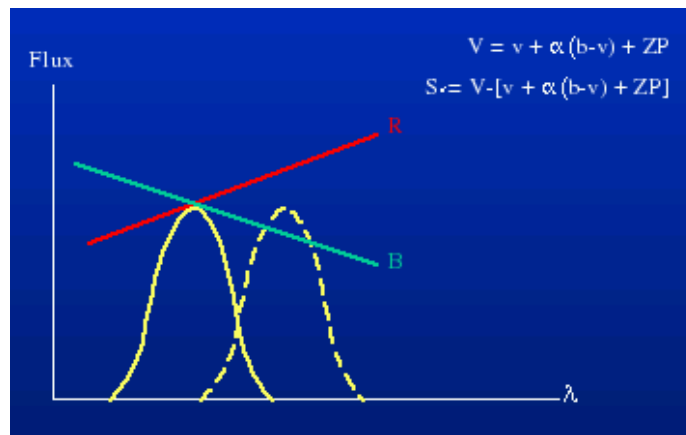
instrumental no es igual a la banda estándar (i.e. $S'_\lambda \neq S_\lambda$), por lo cual la diferencia entre la magnitud instrumental fuera de la atmósfera y la magnitud estándar es:

$$m_{\bar{\lambda}} - m_{\bar{\lambda}}^0 = -2.5 \log \frac{\int_0^\infty f_\lambda^0 \lambda S_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty f_\lambda^0 \lambda A S'_\lambda d\lambda} + C_{\bar{\lambda}}$$

El término con el área es independiente de la estrella medida y se puede combinar con $C_{\bar{\lambda}}$ en una constante aditiva $ZP_{\bar{\lambda}}$ a ser determinada observacionalmente:

$$m_{\bar{\lambda}} - m_{\bar{\lambda}}^0 = -2.5 \log \frac{\int_0^\infty f_\lambda^0 \lambda S_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty f_\lambda^0 \lambda S'_\lambda d\lambda} + ZP_{\bar{\lambda}}$$

El término con la razón de los flujos, sin embargo, depende de la distribución espectral de cada estrella:



La ecuación de transformación al sistema estándar se puede escribir:

$$m_{\lambda} = m_{\lambda}^{f0} + (CT_{\lambda} \times color) + ZP_{\lambda}$$

en que CT_{λ} es el **término de color**.

Para determinar CT_{λ} y ZP_{λ} debemos observar estrellas estándares de distintos colores. Como hay dos incógnitas al menos necesitamos 2 estrellas. Lo ideal es tener 20 estrellas y usar un ajuste de cuadrados mínimos.

Si $S'_{\lambda} = S_{\lambda}$ tendremos $CT_{\lambda} = 0$. El

valor medido de CT_{λ} es un diagnóstico de cuán parecido es el sistema instrumental al sistema estándar (mientras más chico mejor).

Ejemplo de ecuaciones de transformación:

$$U = u - K_U X + CT_U(u - b) + ZP_U$$

$$B = b - K_B X + CT_B(b - v) + ZP_B$$

$$V = v - K_V X + CT_V(b - v) + ZP_V$$

$$R = r - K_R X + CT_R(v - r) + ZP_R$$

$$I = i - K_I X + CT_I(v - i) + ZP_I$$

Catálogos de estrellas estándares en el sistema UBVRI: Landolt 1992 (AJ, 104, 340)

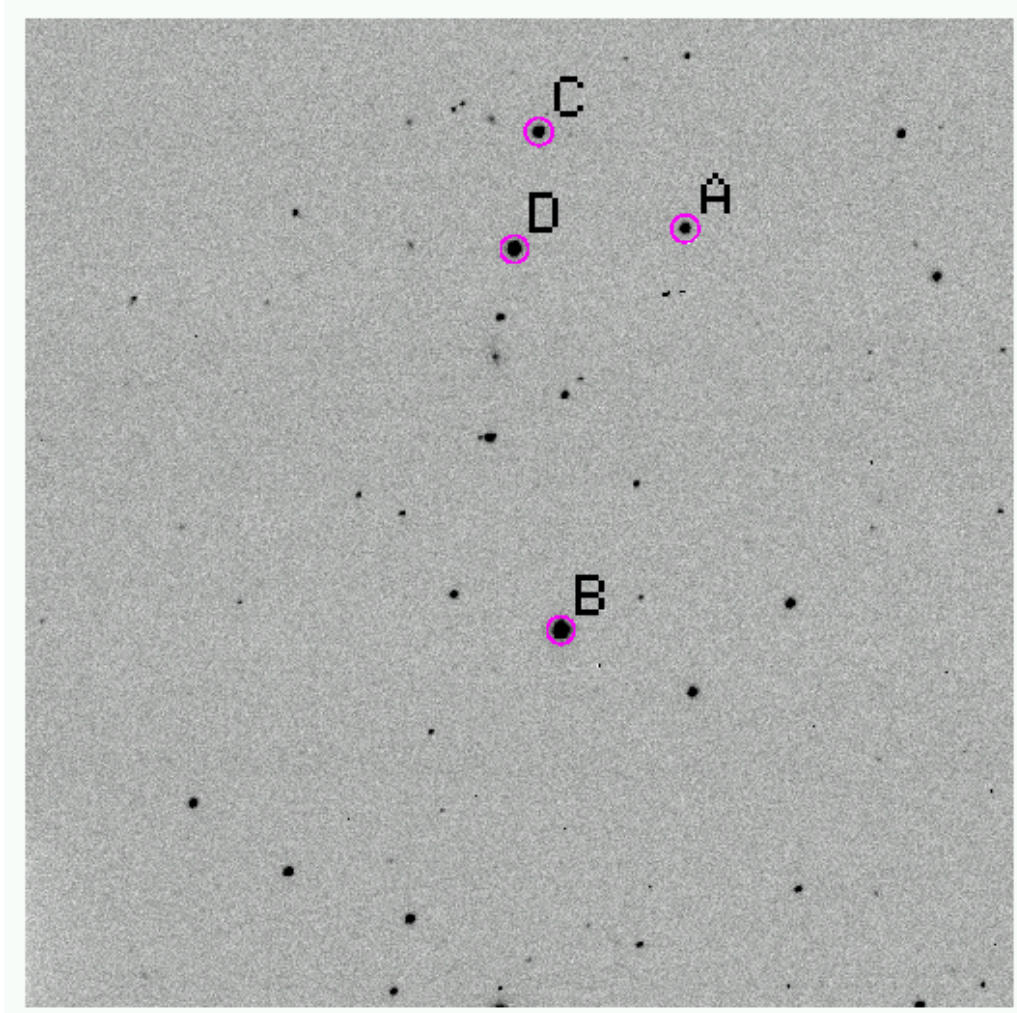
Catálogos de estrellas estándares en el sistema JHK: Persson et al. 1998 (AJ, 116, 2475)

Catálogos de estrellas estándares

en el sistema Sloan: Smith et al.
2002 (AJ, 123, 2121)

Sección 6. Ejemplo de fotometría CCD en el sistema UBVRI

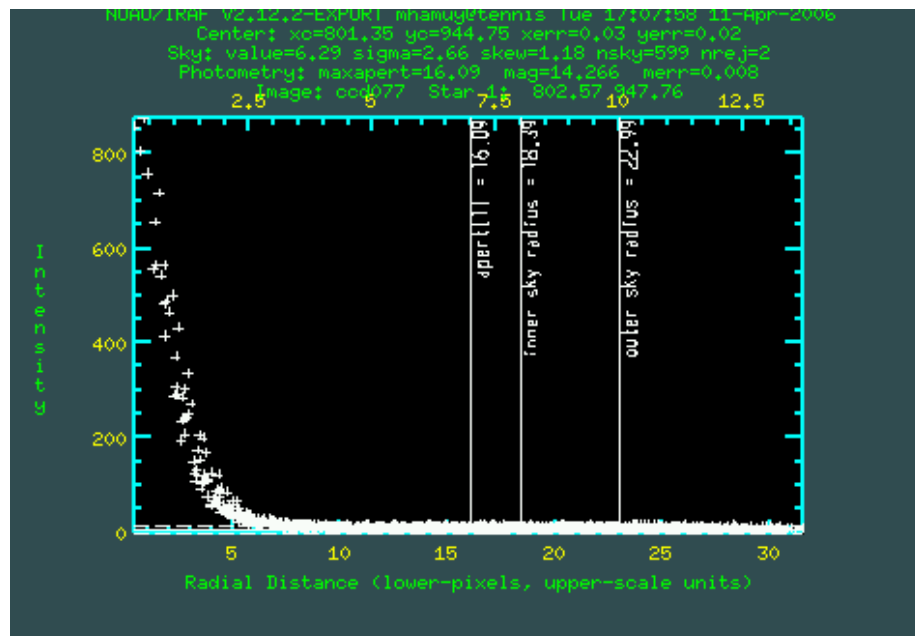
Noche del 30/09/2002 con el telescopio de 1 m de Las Campanas. Se observaron 5 campos de estrellas estándares de Landolt y varios campos de objetos de programa. Se usó el paquete "apphot" en IRAF para la reducción de los datos. Esta figura muestra el campo T Phe y las cuatro estrellas estándares:

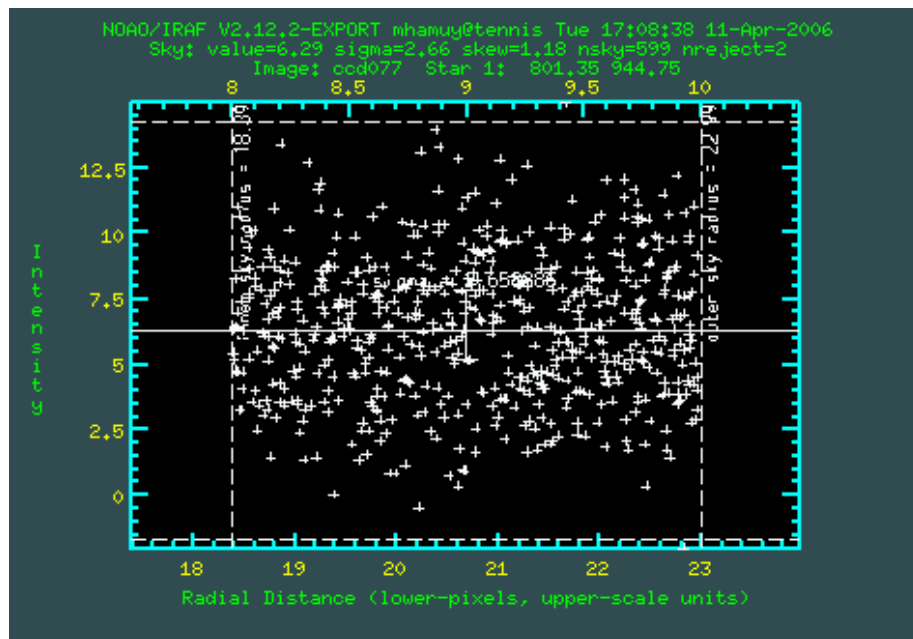


◦ Medición de magnitudes instrumentales:

Se usó la tarea "phot" para medir los fotones (electrones) registrados en el CCD de las estrellas de Landolt usando una apertura de radio de 7". Esta es la misma apertura usada por Landolt en el establecimiento

del sistema fotométrico UBVRI. Para restar el cielo se seleccionó un anillo de 2" de ancho a una distancia de 8" de cada estrella. Acá se muestra el perfil radial de una estrella y los pixeles en el ánulo del cielo:





La tarea "phot" calcula el cielo medio en el anillo, resta este cielo de cada pixel contenido en la apertura y suma la contribución de los fotones registrados en cada pixel dentro de la apertura. La tarea se encarga de normalizar el número de fotones por el tiempo de exposición y de calcular una magnitud instrumental.

◦ Errores instrumentales:

Supongamos una apertura con n_* pixeles, un ánulo con n_s pixeles. Si p_i son los fotones registrados en el pixel i debido a la estrella y s_i los fotones registrados en el mismo pixel debido al cielo ($i:1 \rightarrow n_*$), los errores en cada cantidad son

$$p_i \pm \sqrt{p_i}$$

$$s_i \pm \sqrt{s_i} \approx \bar{s} \pm \sqrt{\bar{s}}$$

El cielo medio se obtiene de los j pixeles del ánulo ($j:1 \rightarrow n_s$)

$$\bar{s} = \frac{\sum_j s_j}{n_s} \pm \frac{\sqrt{\bar{s}}}{\sqrt{n_s}} \quad j = 1 \rightarrow n_s$$

Como no podemos separar los fotones de la estrella y del cielo en el pixel i , el flujo

neto de la estrella en el pixel i lo obtenemos restando el cielo medio medido en el ánulo:

$$f_i = p_i + s_i - \bar{s}$$

y el flujo neto total de la estrella es:

$$f = \sum_i (p_i + s_i - \bar{s})$$

El error en f se obtiene sumando en cuadratura:

$$\sigma_f^2 = \sum_i (\sigma_{p_i}^2 + \sigma_{s_i}^2 + \sigma_{\bar{s}}^2 + ron^2) = \sum_i (p_i + \bar{s} + \frac{\bar{s}}{n_s} + ron^2)$$

en que ron es el **ruido de lectura del CCD**. En el caso $n_s \gg 1$:

$$\sigma_f^2 = f + n_* \bar{s} \left(1 + \frac{1}{n_s}\right) + n_* ron^2$$

$$\sigma_f \approx \sqrt{f + n_*(\bar{s} + ron^2)} \quad n_s \gg 1$$

El error relativo en f es:

$$\frac{\sigma_f}{f} = \sqrt{\frac{1}{f} + \frac{n_*(\bar{s} + ron^2)}{f^2}}$$

Notar que σ_f/f decrece cuando f crece. Dependencia de σ_f/f con n_* : el primer término crece cuando n_* disminuye porque se pierde flujo al achicar la apertura, mientras que el segundo término decrece cuando n_* disminuye. Hay un punto óptimo en que σ_f/f es mínimo y este punto depende de la distribución radial de f , i.e., el seeing.

La relación entre σ_f/f y σ_m se

obtiene usando la fórmula de propagación de errores:

$$m = -2.5 \log f + cte \rightarrow \frac{\delta m}{\delta f} = \frac{2.5}{f \ln 10}$$

$$\sigma_m = \frac{2.5}{\ln 10} \frac{\sigma_f}{f} \approx 1.086 \frac{\sigma_f}{f}$$

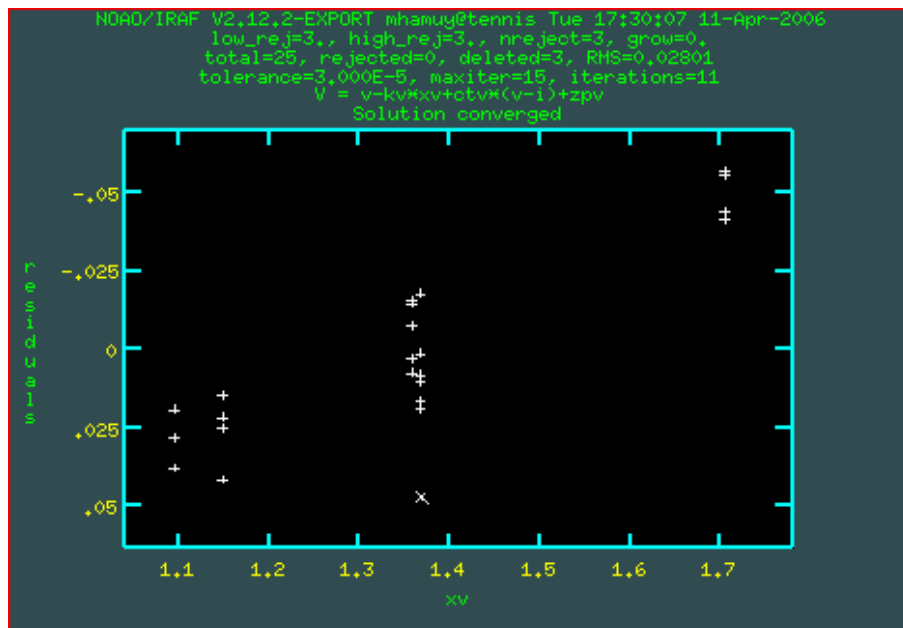
Notar que si $\sigma_m = 0.01 \text{ mag} \rightarrow$
 $(\sigma_f / f) = 1\%, \rightarrow (S/N) = 100$

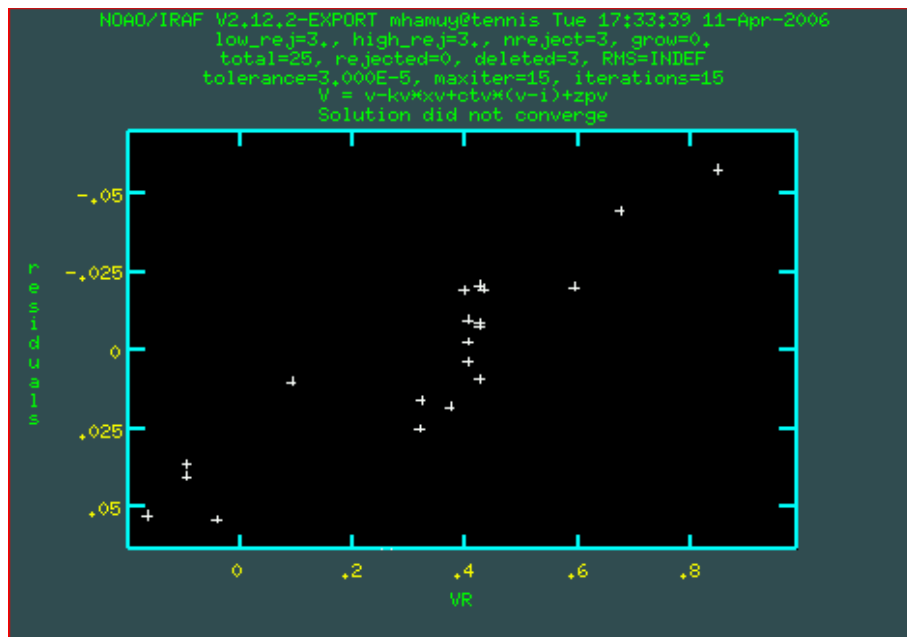
◦ Transformación al sistema estándar:

La tarea "fitpar" usa las magnitudes instrumentales y las magnitudes estándares de Landolt para resolver el coeficiente de extinción, término de color y punto cero de la transformación usando un ajuste de cuadrados mínimos pesados.

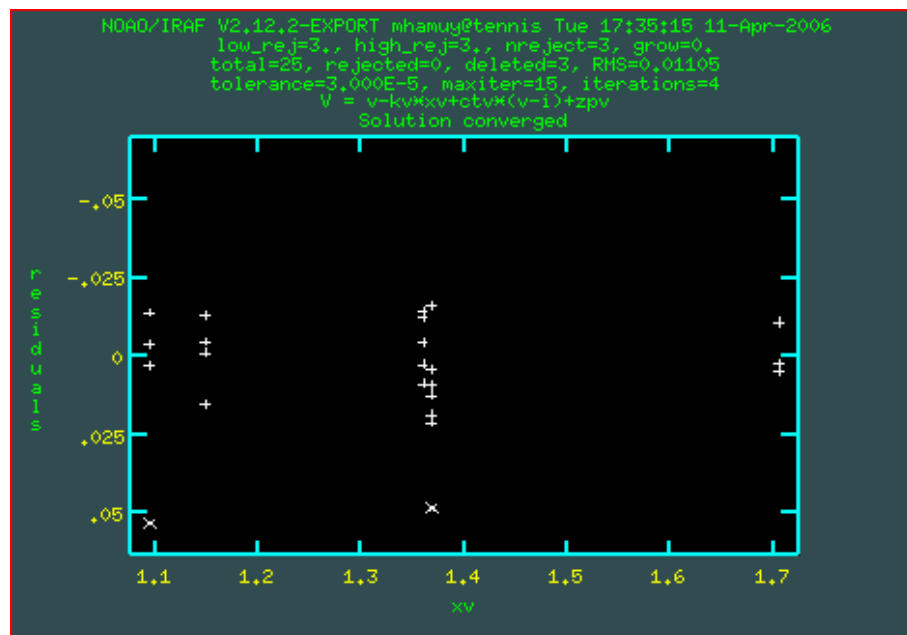
$$V = v - K_V X + CT_V(b - v) + ZP_V$$

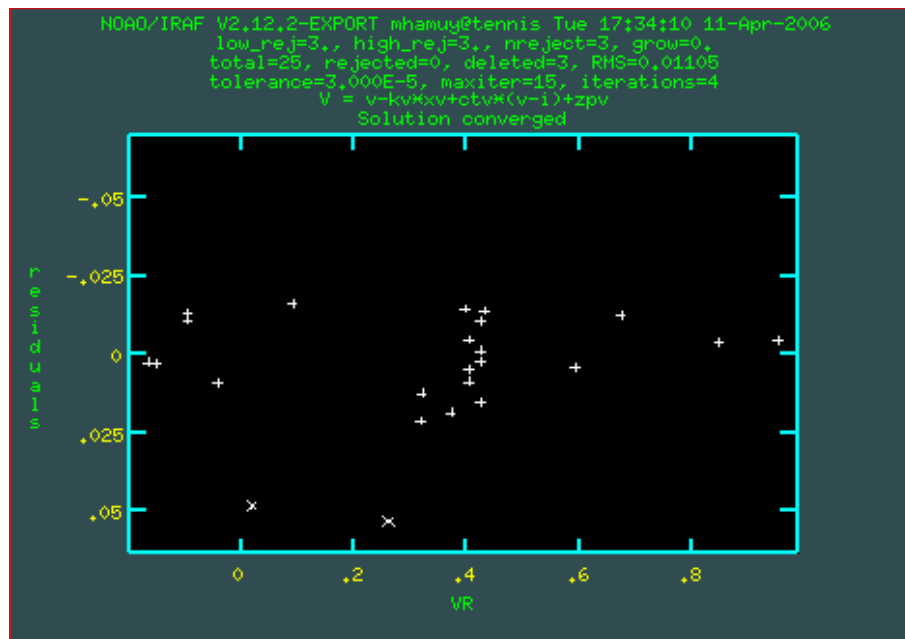
Estos gráficos muestran los residuos de la transformación asumiendo que el coeficiente de extinción es cero y luego asumiendo que el término de color es cero:





Ahora se muestran los residuos de la transformacion ajustando el coeficiente de extinción y el término de color:



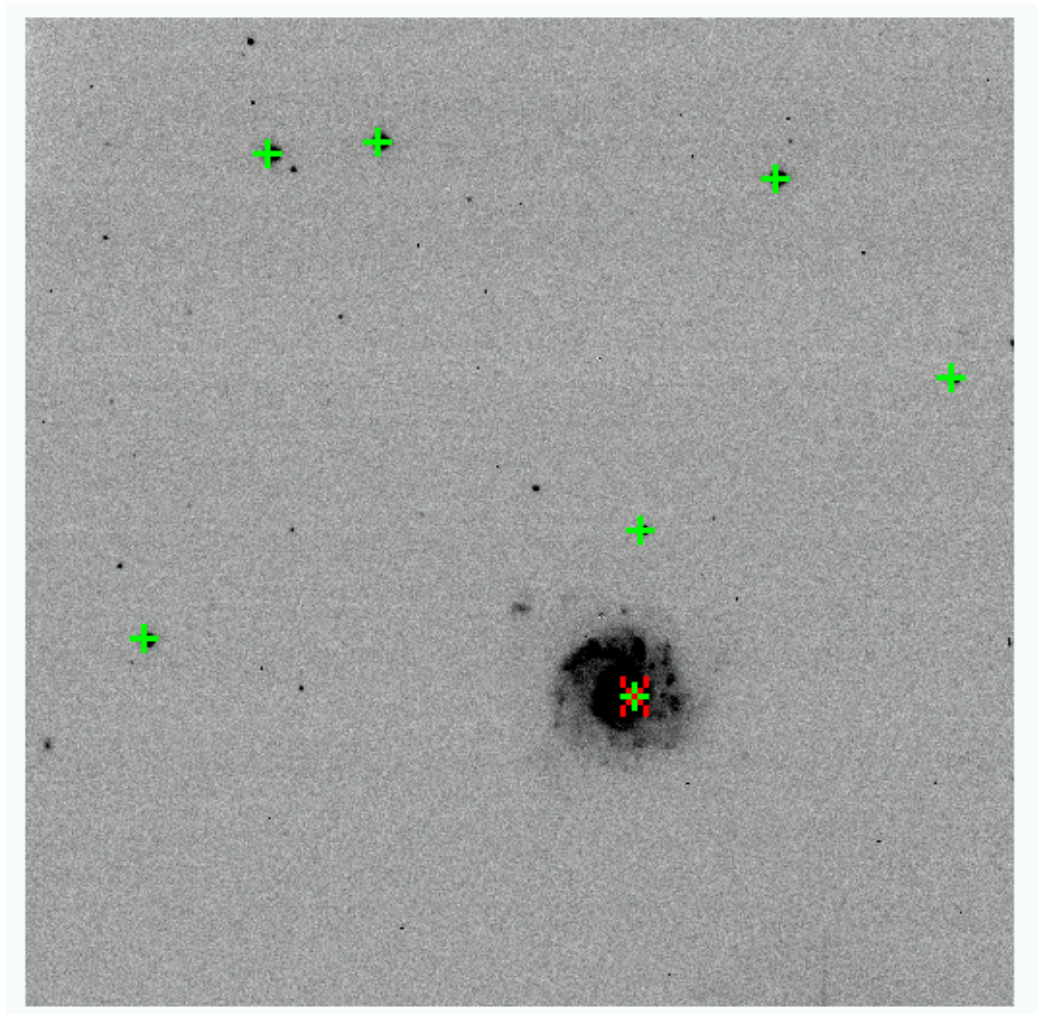


Este ajuste arroja una dispersión (desviación estándar) de 0.011 mag. Cuando la dispersión sobrepasa 0.03 mag se sospecha de la calidad fotométrica de la noche.

- Medición de magnitudes para objetos de programa:

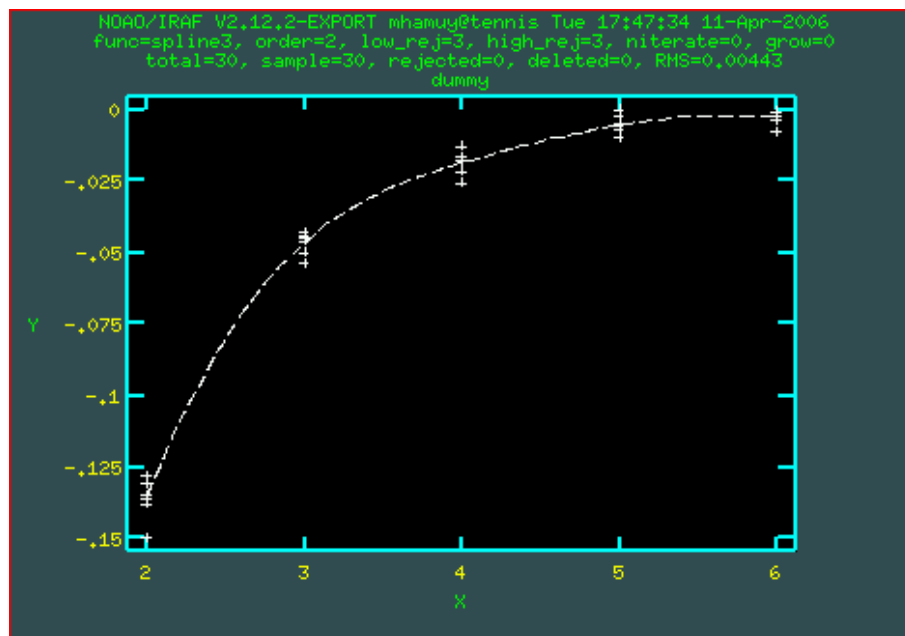
Los objetos de programa suelen ser débiles por lo cual no conviene medir sus flujos a través de aperturas muy grandes. Con el fin de minimizar el

ruido, se mide el objeto de interés con una apertura pequeña y se aplica una corrección de apertura obtenida a partir de algunas estrellas brillantes del campo (como las indicadas abajo) .



Estas estrellas permiten

determinar la **curva de crecimiento**, definida como la diferencia en magnitud entre aperturas concéntricas, en función del radio de la apertura. Esta curva mide cuando flujo se pierde al achicar la apertura.



Finalmente, la magnitud instrumental del objeto de interés se convierte al sistema estándar usando la ecuación anterior.

mhamuy@das.uchile.cl